Gesetzmäßigkeiten im Bandenspektrum des Heliums.

Schwingungsquanten von He_2 und He_2^+.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde
der Hohen Philosophischen Fakultät
der Universität Rostock

vorgelegt von

Erich-Adolf Pestel

aus Dresden.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer
Berlin 1929

Referent: Prof. Dr. Chr. Füchtbauer.

BIBLIOTHEEK RIJKS UNIV. LEIDEN

Sonderabdruck aus „Zeitschrift für Physik", Band 56, Heft 3/4.

Gesetzmäßigkeiten im Bandenspektrum des Heliums. Schwingungsquanten von He_2 und He_2^+.

Im Bandenspektrum des Heliums werden 12 Banden analysiert. Einige von diesen waren teilweise schon mit geringerer Genauigkeit durch Weizel und Füchtbauer bekannt. Durch das Auffinden einiger weiterer Schwingungsbanden wird die Kenntnis der Schwingungsquanten und ihrer Abhängigkeit vom Elektronenterm verbessert. Mit wachsender Hauptquantenzahl verlaufen alle Schwingungsquanten zu einem gemeinsamen Grenzwert, dem Schwingungsquant von He_2^+. Die Schwingung drängt bei Helium die Entkopplung des Elektronenbahndrehimpulses zurück. Dies ist vielleicht eine allgemeine Gesetzmäßigkeit. Die Untersuchung der Rotationsstruktur zeigt, daß bei den $p \equiv (1s\sigma)^2 . p\sigma p\pi\, {}^{1,3}\Pi$-Termen die Entkopplung im Triplettsystem stärker ausgeprägt ist als im Singulettsystem, während bei den $\binom{x}{y} \equiv (1s\sigma)^2 . p\sigma d\pi\, {}^{1,3}\Pi$- und den $z \equiv (1s\sigma)^2 . p\sigma d\sigma\, {}^{1,3}\Sigma$-Termen dies umgekehrt ist.

Ein Teil der vorliegenden Arbeit ist eine Nachprüfung und Verbesserung der Arbeit über die Kernschwingung von Weizel und Füchtbauer*. Die im Ultraviolett liegenden Banden $2\,{}^3s^1 - 5\,{}^3p^1$, $2\,{}^3s^1 - 6\,{}^3p^1$ und $2\,{}^3s^1 - 7\,{}^3p^1$ wurden mit einem schon früher beschriebenen Spektrographen** mit größerer Dispersion neu aufgenommen und ausgemessen. Es ergab sich vor allem eine Verschiebung der Q-Zweige gegen früher. Ferner wurden im Ultraviolett die bisher nur teilweise identifizierten Banden $2\,{}^3s^1 - 5\,{}^3p^0$ und die beiden von Curtis*** gefundenen Singulettbanden $2\,{}^1s^0 - 5\,{}^1p^0$ und $2\,{}^1s^0 - 6\,{}^1p^0$ verbessert und eine $1 \to 0$-Bande $2^3s^0 - 4^3p^1$ neu aufgefunden. Im sichtbaren Spektralgebiet konnten die neuen Banden $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1\binom{x}{y}^1$, $2\,{}^3p^1 - 4\,{}^3x^1$ und $2\,{}^3p^0 - 4\,{}^3y^0$, ferner $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1d^1$ identifiziert werden. Eine Bande $2\,{}^1p^0 - 5\,{}^1z^0$ wird vermutet. Durch die drei neu aufgefundenen $p - \binom{x}{y}$-Banden wird die bisher noch dürftige Kenntnis der $\binom{x}{y}$-Niveaus erweitert. Besonderes

* W. Weizel und Chr. Füchtbauer, ZS. f. Phys. **44**, 431, 1927.
** W. Weizel, ebenda **54**, 321, 1929.
*** W. E. Curtis, Proc. Roy. Soc. (A) **103**, 315, 1923.

Gewicht gewinnen diese neuen Niveaus, da durch sie die behauptete* Zugehörigkeit von x und y zum gleichen Elektronenterm eine weitere Stütze erhält und die Zusammengehörigkeit dieser beiden Terme der Angelpunkt der Termordnung des Heliummoleküls ist. In den folgenden Tabellen sind die aufgefundenen Banden angeführt.

Diskussion der Banden.

Bande bei $\lambda = 337\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3s^1 - 5\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2s\sigma\, {}^3\Sigma^1 - 5\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 5p\pi\, {}^3\Pi^1$. Die Linien R_5, R_{13} und R_{15} fallen dicht neben die Linien P_3 und Q_9 der $0 \rightarrow 0$-Bande bei $\lambda = 335\,\mathrm{m}\mu$, $2\,{}^3s^0 - 5\,{}^3p^0$. Die vorliegende Bande ordnet sich als zugehöriger Übergang $1 \rightarrow 1$ ein. (Ein Teil der Linien wurde schon von Weizel und Füchtbauer mit geringerer Genauigkeit angegeben. Ebenso bei den drei folgenden Banden.)

Bande bei $\lambda = 322\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3s^1 - 6\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2s\sigma\, {}^3\Sigma^1 - 6\,(1s\sigma) . p\sigma\, 6p\pi\, {}^3\Pi^1$. Die Linien R_3, R_5 und R_9 fallen dicht neben die Linien P_3 und Q_{11} der $0 \rightarrow 0$-Bande bei $\lambda = 320\,\mathrm{m}\mu$ $2\,{}^3s^0 - 6\,{}^3p^0$, zu der die vorliegende Bande der Übergang $1 \rightarrow 1$ ist.

Bande bei $\lambda = 313\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3s^1 - 7\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2s\sigma\, {}^3\Sigma^1 - 7\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 7p\pi\, {}^3\Pi^1$. Diese Bande ist der zur $0 \rightarrow 0$-Bande bei $312\,\mathrm{m}\mu$ gehörige Schwingungsübergang $1 \rightarrow 1$.

Bande bei $\lambda = 356\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3s^1 - 5\,{}^3p^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2s\sigma\, {}^3\Sigma^1 - 5\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 5p\pi\, {}^3\Pi^0$. Die Bande ist der zur $0 \rightarrow 0$-Bande bei $\lambda = 335\,\mathrm{m}\mu$ gehörige Übergang $0 \rightarrow 1$. Die Linien Q_5 zeigen die Störung, die für das Niveau $5\,{}^3p^0$ ($j = 5$) bereits bekannt ist. Die Linien der Bande lassen sich durch Kombinationsbeziehungen mit den Banden bei $\lambda = 335\,\mathrm{m}\mu$, $\lambda = 465\,\mathrm{m}\mu$ und $\lambda = 505\,\mathrm{m}\mu$ berechnen. Hierdurch ist die Richtigkeit der Einordnung gesichert.

Bande bei $\lambda = 347\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3s^0 - 4\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2s\sigma\, {}^3\Sigma^0 - 4\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 4p\pi\, {}^3\Pi^1$. Diese Bande ist ebenfalls durch Kombinationsbeziehungen aus den Banden bei $\lambda = 392\,\mathrm{m}\mu$, $\lambda = 369\,\mathrm{m}\mu$ und $\lambda = 368\,\mathrm{m}\mu$ genau berechenbar. Soweit die Linien nicht mit Linien der Bande $2\,{}^1s^0 - 6\,{}^1p^0$ zusammenfallen, was bei den höheren Q-Zweiglinien und den beiden ersten R-Zweiglinien der Fall ist, konnte sie aufgefunden werden. Auch einige Nickellinien, die von den Elektroden herrühren, stören.

---

* W. Weizel, ZS. f. Phys. **52**, 175, 1928.

Tabellen der Banden.

j	P-Zweig			Q-Zweig			R-Zweig		
	I	λ	ν	I	λ	ν	I	λ	ν
	Bande bei $\lambda = 337$ mμ. $2\,{}^3s^1 - 5\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma\,2s\sigma\,{}^3\Sigma^1 - 5\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma\,5p\pi\,{}^3\Pi^1$.								
1	—	—	—	3	3367,67	29 685,61	3	3364,71	29 711,78
3	4 u	3372,95	29 639,14	4	68,16	681,31	2	62,41	732,07
5	6 u*	77,40	600,10	5*	68,97	674,18	6 u*	61,19	742.86
7	4	82,50	555,47	5	70,39	661,68	5**	60,07	752,78
9	4	88,15	506,27	4	72.38	644,16	3	59,69	756,14
11	3	94,33	452,45	5	74,30	627,29	5**	60,07	752,78
13	4	3401,18	393,18	4	76,83	605,08	—	—	—
15	4	08,11	333,41	3	79,72	579,78	—	—	—
17	3 d	15,42	270,60		—	—	—	—	—
	Bande bei $\lambda = 322$ mμ. $2\,{}^3s^1 - 6\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma\,2s\sigma\,{}^3\Sigma^1 - 6\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma\,6p\pi\,{}^3\Pi^1$.								
1	—	—	—	6	3216,82	31 077,69	4 u	3214,08	31 104,13
3	1	3221,89	31 028,80	4	17,36	072,47	7 u*	12,72	117,29
5	3	26,25	30 986,79	6 u	18,17	064,63	4 u**	11,59	128,31
7	6 u	31,19	939,43	6	19,42	052,55	1	11,22	131,87
9	5	36,92	884,68	8 u*	21,17	035,68	4 u**	11,59	128,31
11	6 u*	43,06	826,20	5	23,06	017,44	—	—	—
13	1	49,95	760,87	3	25,42	30 994,85	—	—	—
	Bande bei $\lambda = 313$ mμ. $2\,{}^3s^1 - 7\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma\,2s\sigma\,{}^3\Sigma^1 - 7\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma \cdot 7p\pi\,{}^3\Pi^1$.								
1	—	—	—	1	3132,54	31 913,78	2	3130,17	31 937,87
3	—	—	—	2	33,07	908,32	6 u*	28,60	953,91
5	1	3141,80	31 819,71	6 u*	34,06	898,27	3**	28,28	957,19
7	0	46,95	767,61	4	35,02	888,54	3**	28,28	957,19
9	0	42,77	709,85	5	36,55	872,92	—	—	—
11	—	—	—	4	38,43	853,86	1***	29,85	941,19
13	—	—	—	3	40,64	831,41	—	—	—
	Bande bei $\lambda = 356$ mμ. $2\,{}^3s^1 - 5\,{}^3p^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma\,2s\sigma\,{}^3\Sigma^1 - 5\,(1s\sigma)^2 \cdot p\sigma \cdot 5p\pi\,{}^3\Pi^0$.								
1	—	—	—	verdeckt durch He 3563 Å			4	3560,22	28 080,19
3	5	3569,61	28 006,29	2	3563,97	28 050,62	3	57,33	102,99
5	3	74,10	27 971,12	2 2	64,75 64,35	044,45 047,60	verdeckt durch He 3554		
7	4	79,15	931,69	3	65,25	040,47	2	53,09	136,48
9	3	84,53	889,74	6*	66,35	032,01	3	51,56	148,65
11	5	90,25	845,27	3	67,50	022,89	1	50,43	157,56
13	5	96,25	798,85	2	68,83	012,45	1**	49,62	164,01
15	3 u	3602,31	752,11	2	70,40	000,09	2	49,22	167,22
17	5 u*	08,91	701,32	—	—	—	1**	49,62	164,01
19	0	15,70	649,32	—	—	—	—	—	—

* Die Linie fällt mit einer anderen zusammen.

** Die beiden Linien fallen zusammen.

*** Unsicher.

j	P_2Zweig			Q_2Zweig			R_2Zweig		
	I	λ	ν	I	λ	ν	I	λ	ν
Bande bei $\lambda = 347\ \mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3s^0 - 4\,{}^3p^1 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 2\,s\sigma\,{}^3\Sigma^0 - 4\,(1\,s\sigma)^2\, p\sigma\, 4\,p\pi\,{}^3\Pi^1$.									
1	—	—	—	3	3467,71	28 829,28	—	verdeckt	—
3	—	verdeckt	—	6 u*	68,38	823,65	—	verdeckt	—
5	—	—	—	4	70,00	810,25	1	4361,04	28 884,85
7	2	3484,72	28 688,53	2	72,14	792,49	1	60,22	891,66
9	2	91,10	636,13	Die folgenden Linien dieses Zweiges fallen mit den Linien des Q_2Zweiges der Bande $2s - 6p$ zusammen			1	60,50	889,32
11	—	verdeckt	—				—	verdeckt	—
13	3	3506,50	510,33				1	63,26	866,28
Bande bei $\lambda = 363\ \mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1s^0 - 5\,{}^1p^0 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 2\,s\sigma\,{}^1\Sigma^0 - 5\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 5\,p\pi\,{}^1\Pi^0$.									
1	—	—	—	verdeckt durch He 3634 Å			3	3630,82	27 534,17
3	6**	3640,89	27 457,99	3	3635,15	27 501,36	4	28,15	554,45
5	4	46,38	416,62	4	36,50	491,18	4	26,28	568,67
7	4	52,54	370,42	5	38,36	477,12	3	25,26	576,43
9	4	59,45	318,79	6**	40,89	457,99	3	24,91	579,03
11	2 u	67,11	261,71	4	43,96	434,91	3	25,40	575,33
13	2	75,36	200,48	4	47,54	407,95	2	26,63	566,01
15	—	verdeckt		3	51,28	379,88	2	28,61	550,96
17	—	—	—	3	56,27	432,47	1	31,36	530,08
Bande bei $\lambda = 346\ \mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1s^0 - 6\,{}^1p^0 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 2\,s\sigma\,{}^1\Sigma^0 - 6\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma \,.\, 6\,p\pi\,{}^1\Pi^0$.									
1	—	—	—	4 u*	3462,21	28 875,07	2 u	3459,18	28 900,37
3	6 u*	3468,38	28 823,65	3	63,08	867,82	3	56,98	918,68
5	3	73,51	781,14	5	64,33	857,48	2	55,51	931,04
7	3	79,36	732,72	5	66,05	843,06	4**	54,93	935,84
9	4	85,97	678,27	6 u	68,38	823,65	4**	54,93	935,84
11	3	93,34	617,75	4	71,14	800,73	1	55,76	928,96
13	2	3501,16	553,79	4	74,53	772,67	1	57,26	916,40
15	1	09,68	484,52	4	78,31	741,43	—	—	—
17		—	—	4	82,36	707,98	—	—	—
Bande bei $\lambda = 629\ \mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1\binom{x}{y}^1 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma \,.\, 2\,p\pi\,{}^1\Pi^1 - 3\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 3\,d\pi\,{}^1\Pi^1$.									
1	—	—	—	—			—	—	—
2	3 u	6298,66	15 872,00	—			6 *	6262,30	15 964,15
3	—	—	—	—			2	69,99	15 944,58
4	3	6300,93	866,30	—			3	42,68	16 014,33
5	4	19,49	819,69	—			3	65,05	15 957,14
6	3	03,75	859,19	—	nicht		1	24,29	16 061,65
7	1	37,73	774,16	—	beobachtet		3	62,11	15 964,64
8	2	06,77	851,60	—			6 *	07,45	16 105,22
9	3	56,94	726,51	—			3	60,94	15 967,63
10	1	11,07	840,79	—			—	—	—
11	1	77,68	675,34	—			3	61,31	15 966,69
13	—	verdeckt		—			4	63,19	15 961,90

* Die Linie fällt mit einer anderen zusammen.

** Die beiden Linien fallen zusammen.

j	P-Zweig			Q-Zweig			R-Zweig		
	I	λ	ν	I	λ	ν	I	λ	ν

Bande bei $\lambda = 446\ \mathrm{m}\mu$.

$2\,{}^3p^1 - 4\,{}^3x^1 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 2\,p\pi\,{}^3\Pi^1 - 4\,(1\,s\sigma)^2\, p\sigma\, 4\,d\pi\,{}^3\Pi^1.$

1	—	—	—	—			4	4453,74	22 446,77
3	2	4468,10	22 374,60	—			6	51,29	459,12
5	3	76,72	331,56	—			5	43,99	465,69
7	4	86,69	281,92	—		nicht	4	49,77	466,77
9	10*	97,53	228,21	—		beobachtet	5	49,51	468,05
11	6	4508,37	174,77	—			7*	50,40	463,61
13	5	20,21	116,69	—			6	51,75	456,79
15	5*	32,57	056,39	—			3***	53,92	445,85

Bande bei $\lambda = 443\ \mathrm{m}\mu$.

$2\,{}^3p^0 - 4\,{}^3\binom{x}{y}^0 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 2\,p\pi\,{}^3\Pi^0 - 4\,(1\,s\sigma)^2\, p\sigma\, 4\,d\pi\,{}^3\Pi^0.$

1	—	—	—	5	4434,97	22 541,74	7 u	4434,22	22 545,60
2	7	4440,71	22 512,62	—	—	—	7	22,70	604,35
3	8	48,68	472,28	3	31,35	560,18	10 d **	31,80	557,86
4	6	42,80	502,05	5	43,12	500,39	6	13,95	649,11
5	7 u	57,91	425,74	3	28,47	574,85	10 **	30,94	562,27
6	8	45,36	489,07	6	47,98	475,80	8	05,08	694,70
7	6	68,44	372,92	6	25,27	591,14	10 **	30,94	562,27
8	5	47,84	476,51	5	53,54	447,75	7	4399,06	725,74
9	6	79,95	315,41	6	24,94	592,86	10 d **	4431,80	557,86
10	4	52,82	451,41	7	59,80	416,24	7	4394,26	750,58
11	5	92,15	254,83	6	25,78	588,54	6	4433,22	550,66
12	4	4459,34	418,55	5	66,61	382,10	5	4390,40	770,59
13	4	4504,86	192,07	7	27,45	580,04	6	35,22	540,51
14	5	4465,76	386,33	6*	73,94	345,39	2****	87,26	786,91
15	6	4517,95	127,76	6****	29,69	568,61	5	37,74	527,67
16	2****	73,09	349,68	—	—	—	—	—	—
17	5	31,50	061,58	—	—	—	—	—	—

Bande bei $\lambda = 613\ \mathrm{m}\mu$.

$2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1d^1 \equiv 2\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 2\,p\pi\,{}^1\Pi^1 - 3\,(1\,s\sigma)^2 \,.\, p\sigma\, 3\,d\delta\,{}^1\Delta^1.$

1	—	—	—	—	—	—	2	6120,88	16 332,99
2	—	—	—	6 u **	6131,53	16 304,63	2	15,91	346,28
3	2 u	6147,65	16 261,87	6 u **	31,53	304,63	6 *	09,08	364,54
4	4	52,48	249,14	5	30,30	307,90	2	03,16	380,43
5	2	56,78	237,76	5	29,33	310,57	8 *	6096,17	399,11
6	6 *	61,33	225,80	3	27,49	315,38	4 *	90,48	414,52
7	4	64,69	216,94	3	26,83	317,16	0	82,83	435,17
8	5	69,46	204,41	3	24,99	322,05	3 *	75,74	454,36
9	6 *	72,27	197,02	1	22,26	329,33	—	—	—
10	2	74,94	190,01	2	21,56	331,18	—	—	—

* Die Linie fällt mit einer anderen zusammen.

** Die beiden Linien fallen zusammen.

*** Unsicher.

**** Die Linien R_{14} und Q_{15} stammen aus einer privaten Mitteilung von Curtis und sind der Vollständigkeit halber hier mit angeführt. Mit ihrer Hilfe konnte die zugehörige Linie P_{16} festgestellt werden.

j	P-Zweig			Q-Zweig			R-Zweig		
	I	λ	ν	I	λ	ν	I	λ	ν
	Bande bei $\lambda = 418\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1p^0 - 5\,{}^1z^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,2p\pi\,{}^1\Pi^0 - 5\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,5d\sigma\,{}^1\Sigma^0$.								
1	—	nicht beobachtet		—	—	—	—	—	—
2	—			—	—	—	4	4174,22	23 949,84
3	—			3	4181,69	23 907,03	—	—	—
4	—			—	—	—	6	79,26	920,96
5	—			5	92,02	848,17	—	—	—
6	—			—	—	—	6	85,22	886,88
7	—			3	4203,05	785,60	—	—	—
8	—			—	—	—	5	91,38	851,70
10	—			—	—	—	5 u	97,70	815,86
12	—			—	—	—	3 u	4204,25	778,78
14	—			—	—	—	3 u	10,90	741,21

Bande bei $\lambda = 363\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1s^0 - 5\,{}^1p^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,2s\sigma\,{}^1\Sigma^0 - 5\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,5p\pi\,{}^1\Pi^0$. Diese und die folgende Bande wurde schon von Curtis und Curtis und Long* mitgeteilt. Da die Zahl der gefundenen Linien aber erheblich vermehrt werden konnte, wodurch man einige höhere Rotationsterme des Niveaus $5\,{}^1p^0$ erhält, wurde sie noch einmal aufgenommen.

Bande bei $\lambda = 346\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1s^0 - 6\,{}^1p^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,2s\sigma\,{}^1\Sigma^0 - 6\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,6p\pi\,{}^1\Pi^0$. Aus der nunmehr vervollständigten Bande lassen sich die Rotationsniveaus von $6\,{}^1p^0$ bis zum 14. Niveau ermitteln.

Bande bei $\lambda = 613\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1d^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,2p\pi\,{}^1\Pi^1 - 3\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,3d\delta\,{}^1\Delta^1$. Diese Bande ist der Schwingungsübergang $1 \rightarrow 1$ zur $0 \rightarrow 0$-Bande bei $\lambda = 611\,\mathrm{m}\mu$, nämlich $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1d^1$ im Singulettsystem. Da eine Reihe von Linien des R-Zweiges auf Linien der Hauptbande fallen, kann man die Einordnung der höheren Linien nicht als unbedingt gesichert ansehen. Immerhin muß die Bande $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1d^1$ an dieser Stelle zu finden sein, und es erscheint kaum möglich, die Linien in anderer Weise zu einer Bande zu ordnen. Erschwert wird das Auffinden der Bande dadurch, daß weder Anfangs- noch Endniveau bisher bekannt war.

Bande bei $\lambda = 629\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1p^1 - 3\,{}^1\binom{x}{y}^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,2q\pi\,{}^1\Pi^1 - 3\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\,3d\pi\,{}^1\Pi^1$. Diese Bande besitzt das gleiche Endniveau wie die vorige, nämlich $2\,{}^1p^1$. Daß die Termdifferenzen dieses Niveaus,

* W. E. Curtis, Proc. Roy. Soc. (A) **103**, 315, 1923; W. E. Curtis und R. G. Long, ebenda **108**, 513, 1925.

aus beiden Banden berechnet, einigermaßen gleiche Werte geben, ist eine Stütze für die Richtigkeit der Einordnung beider Banden. Die Bande gehört dem Singulettsystem an und ist der Übergang $1 \rightarrow 1$ zu den Singulett-$0 \rightarrow 0$-Banden $2p - 3x$ und $2p - 3y$ bei $\lambda = 624\,\mathrm{m}\mu$ bzw. $\lambda = 625\,\mathrm{m}\mu$. Daß das Anfangsniveau ein $\binom{x}{y}$-Niveau sein muß, ergibt sich aus dem starken Auseinanderlaufen der geraden und ungeraden Rotationsterme.

Bande bei $\lambda = 446\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3p^1 - 4\,{}^3x^1 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2p\pi\, {}^3\Pi^1$ $- 4\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 4d\pi\, {}^3\Pi^1$. Diese Bande ist der Übergang $1 \rightarrow 1$ zur $0 \rightarrow 0$-Bande bei $\lambda = 443\,\mathrm{m}\mu$, $2\,{}^3p^0 - 4\,{}^3x^0$. Es konnten nur die Linien, die vom x-Niveau, d. h. vom geraden Anfangsrotationsniveau ausgehen, identifiziert werden. Die zugehörige y-Bande $2\,{}^3p^1 - 4\,{}^3y^1$ aus dem an dieser Stelle befindlichen Liniengewirr zu ermitteln, ist vorläufig noch nicht mit Sicherheit gelungen.

Bande bei $\lambda = 443\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^3p^0 - 4\,{}^3\binom{x}{y}^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2p\pi\, {}^3\Pi^0$ $- 4\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 4d\pi\, {}^3\Pi^0$. Von dieser Bande, $2\,{}^3p^0 - 4\,{}^3\binom{x}{y}^0$, wurden die Linien, die zu $2\,{}^3p^0 - 4\,{}^3x^0$ gehören, d. h. die ungeraden P und R und die geraden Q-Linien schon von Weizel* angegeben. Durch das Auffinden des y-Niveaus ist eine Untersuchung der Rotationsstruktur der $4\,{}^3\binom{x}{y}^0 \equiv 4\,(1s\sigma) . p\sigma\, 4d\pi\, {}^3\Pi^0$ und dessen Vergleich mit dem $3\,{}^3\binom{x}{y}^0$-Niveau möglich. Hierdurch wird die Zusammengehörigkeit von x und y weiterhin erhärtet.

Bande bei $\lambda = 418\,\mathrm{m}\mu$. $2\,{}^1p^0 - 5\,{}^1z^0 \equiv 2\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 2p\pi\, {}^1\Pi^0$ $- 5\,(1s\sigma)^2 . p\sigma\, 5d\sigma\, {}^1\Sigma^0$. Die Einordnung dieser Bande kann nur als Versuch betrachtet werden, da nur drei Kombinationsdifferenzen zur Verfügung stehen. Immerhin ordnen sich die Termwerte des Anfangsniveaus $5\,{}^1z^0$ in das Schema der z-Termwerte ohne Widerspruch ein. Auch für die Hauptquantenzahl von $5\,{}^1z$ ergibt sich ein wahrscheinlicher Wert von etwa 4,9.

Die Rotationsstruktur der p-Terme.

Da die Rotationsterme des Heliums sich in vielen Fällen (x, y, z) nur durch eine Formel darstellen lassen, die eine unbekannte Funktion

* W. Weizel, ZS. f. Phys. **52**, 175, 1928.

von j, nämlich $\varrho(j)$ enthält, wird sich im folgenden die mathematische Behandlung nur auf die p-Terme erstrecken. Rotationsterme, die keine Entkopplung des Elektronenbahndrehimpulses aufweisen, bilden eine Folge, deren Differenzen wesentlich eine arithmetische Reihe sind. Wegen der Kopplung zwischen Rotation und Schwingung bleiben die Differenzen mit wachsendem j etwas gegenüber der arithmetischen Reihe zurück. Hat man, wie bei Π- und Δ-Termen, zwei Rotationstermfolgen, so ist ohne Entkopplung deren Verschiedenheit an den Termdifferenzen nicht merklich, d. h. es findet keine Aufspaltung statt. Durch die Entkopplung wird eine Aufspaltung bewirkt, die Termwerte der einen Folge erhöhen sich etwas, während die der anderen sich stark erniedrigen. Da wegen der Symmetrie des Moleküls die Terme der beiden Folgen abwechselnd ausfallen, werden die Differenzen $T(j+1) - T(j)$ abwechselnd zu groß bzw. zu klein.

In den Tabellen 1 und 2 wird dies Verhalten bei den p-Termen des Triplett- und Singulettsystems gezeigt.

Die Differenzen T (ungerade) $-T$ (gerade) sind zu groß, die Differenzen T (gerade) $-T$ (ungerade) zu klein. Erstere (in der Tabelle mit gerader Laufzahl) überholen die darauffolgenden letzteren im Triplettsystem für $2\,^3p$ bei $j = 15$, für $3\,^3p$ bei $j = 9$, für $4\,^3p$ bei $j = 6$, für $5\,^3p$ bei $j = 5$, für $6\,^3p$ bei $j = 3$, für $7\,^3p$ bei $j = 2$, für die höheren Zustände bei $j = 2$ schon ganz erheblich. Im Singulettsystem ist bei $2\,^1p$ das Überholen nicht beobachtbar und findet für $3\,^1p$ bei $j = 11$, für $4\,^1p$ bei $j = 8$, für $5\,^1p$ bei $j = 6$ und für $6\,^1p$ bei $j = 4$ statt. Das Überholen findet beim Singulettsystem später statt, die Entkopplung der p-Terme ist also beim Singulettsystem weniger ausgeprägt als beim Triplettsystem.

Da die Entkopplung bei den p-Termen noch gering ist, sind diese für eine mathematische Behandlung faßbar. Der Term $T(j)$ soll durch folgende Formel* dargestellt werden:

$$T(j) = B\left(\sqrt{j(j+1) - i^2} - \varrho\right)^2 - \beta\left(\sqrt{j(j+1) - i^2} - \varrho\right)^4.$$

Für kleine j ist ϱ proportional dem Drehimpuls der Rotation $m = \left(\sqrt{j(j+1) - i^2} - \varrho\right)$, oder für kleine ϱ $m = \sqrt{j(j+1) - i^2}$. Wir setzen also: $\varrho = \alpha\sqrt{j(j+1) - i^2}$. Die Konstante β muß den Wert $\frac{4B^3}{\nu_0^2}$ haben**.

* W. Weizel, ZS. f. Phys. **52**, 175, 1928.

** A. Kratzer, Ann. d. Phys. (4) **71**, 72, 1293.

Tabelle 1. Schwingungslose Triplett-p-Terme.

$T(j+1) - T(j)$.

j	$2\,^3p$	$3\,^3p$	$4\,^3p$	$5\,^3p$	$6\,^3p$	$7\,^3p$	$8\,^3p$	$9\,^3p$	$10\,^3p$
1	29,01	28,36	27,55	26,86	25,57	24,28	22,48	21,07	19,72
2	43,95	43,41	43,63	43,11	45,11	46,87	48,02	49,80	51,52
3	57,85	55,64	53,72	52,86	47,72	43,49	39,42	35,18	34,49
4	73,79	72,89	74,21		80,01	84,32	88,80	92,74	92,92
5	86,19	82,81	77,68		65,78	58,75	51,03	53,50	
6	103,15	102,74	106,42	108,31	117,39	125,11	132,44	138,30	
7	114,37	108,57	102,42	96,76	81,81	71,31	61,50		
8	132,44	132,74		142,81	157,36	166,79	177,46		
9	141,98	133,63		116,03	95,24	82,58			
10	161,42	162,81	170,90	178,03	199,27	211,19			
11	168,41	157,74	174,10	134,57	105,82	92,78			
12	189,99	192,87	204,23	213,07	239,79	254,70			
13	194,76	180,62	163,16	151,86	116,52	104,12			
14	218,11	222,86	237,84	248,58	283,01				
15	219,77	202,55	181,61	166,44	125,49				
16	245,68	252,25	271,66	285,94					
17	243,75	223,45		176,81					
18	272,71	281,69							
19	267,23	243,02							
20	299,07								
21	289,62								

Die Lücken rühren von gestörten Termen her.

Tabelle 2. Schwingungslose Singulett-p-Terme.

$T(j+1) - T(j)$.

j	$2\,^1p$	$3\,^1p$	$4\,^1p$	$5\,^1p$	$6\,^1p$
1	28,56	28,27	27,78		25,30
2	43,05	43,40	43,37	43,37	44,17
3	57,86	56.02	54,98	53,09	50,86
4	73,34	72,49	73,06	74,56	76,35
5	86,33	83,32	81,06	72,49	73,56
6	102,20	101,52	103,23	106,70	110,34
7	114,42	109,97	106,05	99,89	92,78
8	131,16	130,83	133,77	139,20	145,38
9	141,75	135,96	130,20	121,04	112,19
10	159,95	159,79	164,56	173,20	182,98
11	168,74	161,03	153,50	140,42	128,33
12	188,04	188,98	195,62	207,47	218,88
13	195,10	185,30	176,27	158,16	143,73
14	215,77	218,58	226,74		256,91
15	224,37	208,53		171,08	
16	242,76	245,30		280,15	
17		230,87		187,61	
18	269,17	272,78			
19		252,24			
20	294,63				

Durch einfache Umrechnung erhält man für die Termdifferenzen $D(j) = T(j+2) - T(j)$ folgende Formel:

$$D(j) = B(1-\alpha)^2(4j+6)\left[1 - \frac{8B^2}{\nu_0^2}(j^2+3j+3-i^2)(1-\alpha)^2\right].$$

Dabei ist B von der Größenordnung 7, ν_0 von der Größenordnung 1600, während j bis zu 20 geht. Die eckige Klammer unterscheidet sich also von 1 um höchstens $^1/_{13}$. Wir können also bei der Berechnung des Korrektionsgliedes einen vorläufigen Wert für B verwenden. Da die in Frage kommenden Werte von α klein sind, können wir im Korrektionsglied α gegen 1 vernachlässigen und erhalten die gekürzte Formel

$$B' = B(1-\alpha)^2 = \frac{D(j)}{(4j+6)\left[1 - \frac{8B^2}{\nu_0^2}(j^2+3j+3-i^2)\right]}.$$

Wenn der Ansatz für ϱ richtig war, muß man aus allen Werten $D(j)$ einer Folge denselben Wert für B' berechnen. Dagegen für die zwei verschiedenen Termfolgen der p-Terme zwei Werte, nämlich:

$$B' = B(1-\alpha')^2 \quad \text{und} \quad B'' = B(1+\alpha'')^2,$$

B' für gerade, B'' für ungerade j.

Ein Versagen des Ansatzes für ϱ macht sich dadurch bemerkbar, daß die Werte B' und B'' inkonstant werden.

Tabelle 3. Berechnete Werte B' und B'' der p-Terme.

j	$2p$	$3p$	$4p$	$5p$	$6p$	$7p$	$8p$	$9p$
1	7,30	7,18	7,12	7,01	7,07	7,12	7,06	7,09
2	7,28	7,09	6,97	6,87	6,64	6,46	6,25	6,08
3	7,33	7,16	7,13		7,12	7,12	7,14	7,12
4	7,30	7,10	6,93	6,86	6,66	6,48	6,38	6,22
5	7,33	7,18	7,13		7,09	7,11	7,10	7,03
6	7,31	7,10	7,02	6,86	6,69	6,60	6,51	
7	7,34	7,17		7,12	7,10	7,07	7,10	
8	7,32	7,11	6,98	6,90	6,73	6,65		
9	7,34	7,18		7,11	7,12	7,10		
10	7,31	7,11	6,98	6,93	6,76	6,73		
11	7,34	7,18	7,13	7,11	7,07	7,10		
12	7,32	7,11	6,99	6,94	6,77	6,82		
13	7,34	7,18	7,14	7,12	7,10			
14	7,32	7,12	7,00	6,93	6,82			
15	7,35	7,18	7,14	7,13				
16	7,33	7,12		6,92				
17	7,35	7,19						
18	7,33	7,13						
19	7,36							
20	7,34							

Die Lücken rühren von gestörten Termen her.

Die Tabelle 3 zeigt die Werte B' (gerade j) und B'' (ungerade j) für die Triplett-p-Terme. In den Fig. 1, 2 und 3 sind diese graphisch dargestellt. Die Werte sind für $2p$, $3p$ und $4p$ in erster Näherung konstant, doch haben B' und B'' einen verschiedenen Wert. Die Terme $5p$ sind in die Kurven überhaupt nicht aufgenommen, da diese Bande mehrere Störungen zeigt und die Daten ungenauer sind als die der anderen Banden. Bei $6p$, $7p$, $8p$, $9p$ liegen gute $D(j)$-Werte für gerade j vor, da diese aus den P- und R-Zweigen bestimmt sind. Bei P- und R-Zweigen kann die Richtigkeit der Deutung durch die Kombinationsbeziehung $R(j) - P(j+2) = 2s(j+2) - 2s(j)$ geprüft werden. Für ungerade j sind die $D(j)$ aus den Q-Zweigen berechnet, die nicht durch

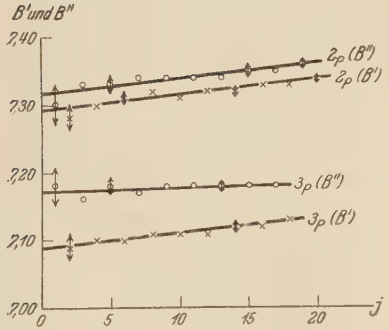

Fig. 1.

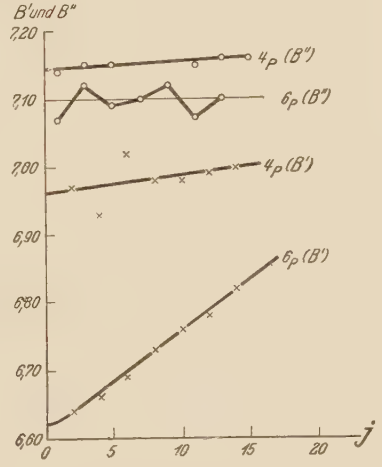

Fig. 2.

Kombinationsbeziehungen gesichert sind. Für die ungeraden Rotationsterme von $6p$, $7p$, $8p$ und $9p$ ergeben sich B''-Werte, die um 7,10 liegen. Da diese Werte etwas schwanken und wie gesagt vielleicht ein wenig ungenau sind, lassen sich hierfür keine Kurven zeichnen. Für gerade j sind die Werte B' durchaus nicht mehr konstant, sondern steigen gesetzmäßig mit j an. Mindestens von $6p$ an ist also die Voraussetzung der Proportionalität von ϱ und m für gerade j nicht mehr erfüllt.

α'' ist positiv, α' ist negativ. Doch ist $|\alpha''|$ weit kleiner als $|\alpha'|$. Bei völliger Entkoppelung wird für gerade j $\varrho = +1$, während für ungerade j ϱ wieder 0 wird. Für ungerade j durchläuft also ϱ ein Minimum, ohne sich weit von 0 zu entfernen.

Die Tabelle 4 zeigt die Differenzen $T(j+1) - T(j)$ für die p-Terme im ersten Schwingungszustand. Es scheint, daß die Schwingung die Entkopplung der p-Terme etwas zurückdrängt (vgl. Tabellen 1 und 2), ein Ergebnis, welches sich im folgenden bei anderen Heliumtermen wiederfindet. Es ist zu vermuten, daß es sich hierbei um eine allgemeine Gesetzmäßigkeit handelt.

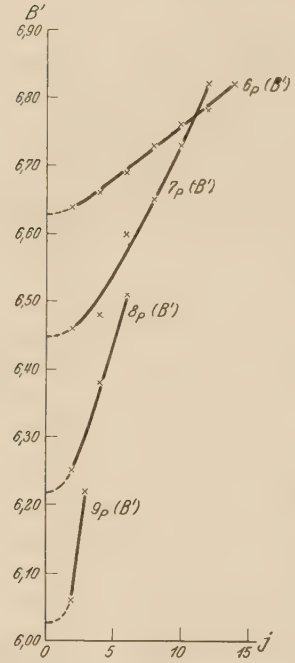

Fig. 3.

Da bei den Banden $2\,{}^3s^1 - 6\,{}^3p^1$ und $2\,{}^3s^1 - 7\,{}^3p^1$ die Linien R_3 verdeckt sind, sind die Werte ungenau. Unter Benutzung der Endtermdifferenzen erhält man für $6\,{}^3p^1$ 46,12 und für $7\,{}^3p^1$ 43,19.

Die Rotationsstruktur der $\binom{x}{y}$-Terme.

In Tabelle 5 sind die Differenzen $T(j+1) - T(j)$ für die $\binom{x}{y}$-Niveaus zusammengestellt. Hier ist die Entkopplung gegenüber den p-Termen gewaltig verstärkt, so daß Terme mit ungeraden j höher liegen können als nachfolgende Terme mit geradem j. Die Differenzen werden negativ. Aus der Tabelle geht klar hervor, daß

1. die Entkopplung des $\binom{x}{y}$-Niveaus im Singulettsystem stärker ausgeprägt ist als im Triplettsystem,
2. die Entkopplung in beiden Systemen durch die Schwingung zurückgedrängt wird,
3. eine weitgehende Analogie zwischen den fünf angeführten Termen besteht.

Der letztere Punkt ist wesentlich, da der Beweis für die Richtigkeit der Einordnung durch Kombinationsdifferenzen für einige der Banden nicht unbedingt zwingend ist.

Eine rechnerische Behandlung der $\binom{x}{y}$-Terme läßt sich nicht ohne Willkür durchführen.

Tabelle 4. p-Terme im ersten Schwingungszustand.
Differenzen $T(j+1) - T(j)$.

j	Triplettsystem						Singulettsystem	
	$2\,^3p^1$	$3\,^3p^1$	$4\,^3p^1$	$5\,^3p^1$	$6\,^3p^1$	$7\,^3p^1$	$2\,^1p^1$	$3\,^1p^1$
1	29,03	27,36	26,66	26,17	26,44	24,09	28,23	27,49
2	42,86	42,23	42,18	42,17	43,67		42,19	41,87
3	56,18	53,83	52,00	50,76	44,82	45,59	56,04	
4	71,73	70,67	71,01	74,08	77,84	78,56	70,05	70,17
5	83,89	80,38	74,49	68,68	63,68	58,92	84,25	80,78
6	99,90	99,55	103,87	106,21	113,12	120,93	97,91	98,43
7	110,94	105,05	99,31	91,10	79,32	68,65	112,93	106,72
8	128,26	128,56	135,99	137,89	151,00	163,07	125,03	127,20
9	137,44	129,29	117,01	111,98	92,63		139,40	131,82
10	155,30	158,65	165,27	174,84	191,24		152,89	154,54
11	163,24	152,63	139,60	125,49		87,33		
12	183,75	186,56	197,39	211,90	233,98			182,47
13	188,46	174,97	159,13	140,88				
14	211,21	215,71	229,86					209,83
15	212,71	195,80	174,80					
16	237,96	244,41	262,61					237,70
17	236,05	215,83	190,28					
18	263,98	272,62	295,07					
19		233,60						
20		299,90						

Tabelle 5. $\binom{x}{y}$-Terme.
Differenzen $T(j+1) - T(j)$.

j	Triplettsystem			Singulettsystem	
	$3\,^3\binom{x}{y}^0$	$3\,^3\binom{x}{y}^1$	$4\,^3\binom{x}{y}^0$	$3\,^1\binom{x}{y}^0$	$3\,^1\binom{x}{y}^1$
1	+ 20,68	+ 26,43	+ 3,96	+ 21,32	
2	+ 68,84	+ 60,20	+ 87,76	+ 73,51	
3	+ 22,92	+ 25,62	— 2,19	+ 17,25	+ 22,24
4	+ 130,22	+ 120,45	+ 149,25	+ 137,26	+ 125,79
5	+ 14,51	+ 20,99	— 12,72	+ 5,88	+ 13,74
6	+ 196,07	+ 181,06	+ 218,35	+ 203,91	+ 188,72
7	+ 1,47	+ 10,77	— 29,00	— 8,46	+ 1,76
8	+ 262,55	+ 244,08	+ 277,99	+ 270,11	+ 251,86
9	— 12,88	— 4,06	— 35,00	— 22,12	— 10,74
10	+ 328,16		+ 334,34		
11	— 26,46		— 37,88		
12	+ 391,55		+ 388,49		
13	— 38,60				
14	+ 452,29				
15	— 48,88				
16	+ 510,23				
17	— 57,56				
18	+ 564,65				
19	— 64,08				

Die Rotationsstruktur der z-Terme.

Bei den z-Termen ist ebenfalls eine rechnerische Bearbeitung wegen der starken Entkopplung aussichtslos. Da die z-Terme als Σ-Terme keine Aufspaltung zeigen, läßt sich die Entkopplung nicht so einfach wie bei den $\binom{x}{y}$- und p-Termen anschaulich machen. In der Tabelle 6 sind die Differenzen $D(j) = T(j+2) - T(j)$ dargestellt. Ihre Verkleinerung rührt von der Entkopplung her, und zwar ist diese um so stärker, je mehr die niedrigen Differenzen gegenüber den höheren herabgedrückt sind. Sehr deutlich zeigt die Zusammenstellung das bekannte Anwachsen der Entkopplung mit der Hauptquantenzahl beim Vergleich von $3z$ und $4z$, wo die niedrigen Differenzen bei $4z$, die höheren bei $3z$ kleiner sind. Den Rückgang der Entkopplung durch die Schwingung erkennt man daraus, daß die niedrigen Differenzen bei $4\,{}^3z^1$ und $3\,{}^3z^1$ kaum kleiner als bei $4\,{}^3z^0$ und $3\,{}^3z^0$ sind, während die höheren erheblich absinken. Der Vergleich von $3\,{}^3z^0$ und $3\,{}^1z^0$ zeigt bei letzterem die niedrigen Differenzen kleiner und die höheren größer als bei ersterem, die Entkopplung ist also beim Singulettsystem größer.

Tabelle 6. z-Terme. Differenzen $T(j+2) - T(j)$.

j	$3\,{}^3z^0$	$3\,{}^3z^1$	$4\,{}^3z^0$	$4\,{}^3z^1$	$3\,{}^1z^0$
1	45,30	—	27,08	—	42,07
3	89,23	88,97	77,60	76,48	85,67
5	138,44	136,29	131,10	128,02	137,04
7	190,22	185,01	184,70	179,74	189,11
9	242,43	234,92	239,53	231,84	242,01
11	294,69	283,75	293,30	281,97	295,30
13	346,43	333,93	346,69	—	347,53
15	396,77	382,41	403,37	—	402,97
17	445,78	—	—	—	—
19	493,93	—	—	—	—

Die Schwingungsquanten.

Um Schwingungsquanten zu berechnen, pflegt man gewöhnlich aus einer Rotationstermfolge auf den Termwert des rotationslosen Zustandes zu extrapolieren und die Differenz zweier solcher Werte zu bilden. Dies läßt sich bei Helium nur bei den s und den tiefen p-Zuständen ausführen. Bei den höheren p-, den x-, y- und z-Zuständen ist die Extrapolation mangels einer exakten Formel zur Darstellung der Rotationsterme nicht mit genügender Genauigkeit ausführbar. Dagegen lassen sich direkt aus Liniendifferenzen die Differenzen von Rotationstermen, die sich nur in

der Schwingungsquantenzahl unterscheiden, völlig exakt bilden. Diese Differenzen (im folgenden ebenfalls als Schwingungsquanten bezeichnet) lassen sich jedoch leicht auf den rotationslosen Zustand extrapolieren, weil der Einfluß der Schwingung auf die Entkopplung, obgleich vorhanden, doch relativ gering ist, so daß die Entkopplung durch die Differenzbildung herausfällt. Die Tabelle 7 zeigt die Schwingungsquanten für die p-, x-, y-, z- und d-Zustände des Triplettsystems in Ab-

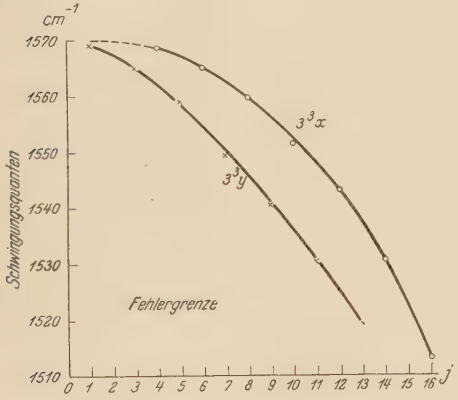

Fig. 4*.

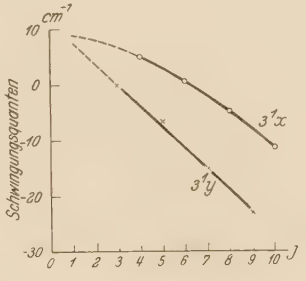

Fig. 5.

hängigkeit von j und den daraus extrapolierten Werten für $j = 0$, 1 oder 2, je nachdem der Term ein Σ-, Π- oder Δ-Term ist.

Vom Singulettsystem sind die Absolutwerte der Schwingungsquanten nur beim $2\,{}^1s$- und $3\,{}^1p$-Zustand bekannt. Außerdem kennt man noch die Differenzen der Schwingungsquanten von $2\,{}^1p$ und $3\,{}^1d$ bzw. $3\,{}^1\binom{x}{y}$. Sie haben, wie aus den vorher mitgeteilten Banden hervorgeht, die Werte 57,45 cm^{-1} bzw. 107,79 cm^{-1}. Von Interesse ist der Verlauf der Schwingungsquanten der Terme $3\,{}^3\binom{x}{y}$ und $3\,{}^1\binom{x}{y}$ mit der Rotation. Es zeigt sich deutlich, daß die Werte für die x- und y-Folge einem gemeinsamen Grenzwert bei verschwindender Rotation zustreben (siehe Fig. 4 und 5).

Schwingungsquanten und Elektronenkonfiguration.

Alle Terme des Heliums sind als Terme eines Leuchtelektrons bei gleichbleibendem Molekülrumpf gedeutet. Diese Art der Deutung führt

* In Fig. 4 und 5 Fehlergrenze etwa 1 cm^{-1}.

Tabelle 7. Schwingungsquanten (cm^{-1}).

j	$2\,^3p^1 - 2\,^3p^0$	$3\,^3p^1 - 3\,^3p^0$	$4\,^3p^1 - 4\,^3p^0$	$5\,^3p^1 - 5\,^3p^0$	$6\,^3p^1 - 6\,^3p^0$	$7\,^3p^1 - 7\,^3p^0$
1	1697,69	1651,19	1637,53	1632,59	1630,20	1629,22
2	97,71	50,19	36,64	32,87	31,07	29,33
3	96,62	49,01	35,19	30,93	29,63	26,36
4	94,50	47,22	33,47	28,75	26,73	26,44
5	92,89	44,98	30,27		24,56	20,76
6	90,54	42,65	27,08	23,60	22,46	21,18
7	87,34	39,46	24,53	21,50	18,19	17,07
8	82,85	35,94	21,42	16,37	15,81	13,88
9	79,73	31,76		11,45	09,45	09,64
10	74,23	27,42		07,24	06,84	
11	69,07	23,26	07,14	00,99	1598,81	00,34
12	63,95	18,15	02,64	1594,03		1595,25
13	57,66	11,84	1595,80	87,88		89,20
14	51,36	06,19	91,77	81,95		
15	44,46	1599,04	83,79			
16	37,40	92,29	77,98	69,32		
17	29,70	84,45	68,93			
18	20,97	76,83				
19		67,76				
20		58,34				
0	1697,70	1651,20	1637,50	1632,60	1630,20	1629,22

j	$4\,^3z^1 - 4\,^3z^0$	$3\,^3z^1 - 3\,^3z^0$	$3\,^3\left(\frac{x}{y}\right)^1 - 3\,^3\left(\frac{x}{y}\right)^0$	$4\,^3\left(\frac{x}{y}\right)^1 - 4\,^3\left(\frac{x}{y}\right)^0$	$3\,^3d^1 - 3\,^3d^0$
1			1569,20		
2				1598,94	1635,68
3	1593,06	1548,71	65,10		33,20
4			68,79	97,88	30,55
5	91,94	48,35	58,82		27,85
6			65,24	95,48	24,66
7	88,86	46,20	49,50		19,36
8			59,91	92,26	14,62
9	83,90	40,99	40,19		08,30
10			51,38	88,37	03,93
11	76,21	33,48	30,13		1591,93
12			43,14	81,38	89,56
13	64,88	22,54	19,13		75,36
14			30,31	73,04	74,24
15		10,04			48,22
16			12,96		
17		1495,68			
18					
19					
20					
0	1594,—	1549,—	1569,20	1600,—	1635,68

Auch in dieser Tabelle rühren die Lücken von Störungen her.

zu weittragenden Konsequenzen, von denen eine hier geprüft werden kann. Bei wachsender Anregung (höhere Hauptquantenzahlen) nähern sich alle Terme dem Grundterm $1\,(s\,\sigma)^2\,.\,p\,\sigma^2\,\Sigma$ des He_2^+-Ions, in den sie bei der Ionisierung übergehen. Demzufolge müssen mit wachsender Anregung sich alle molekularen Konstanten Grenzwerten nähern, nämlich den Werten für das He_2^+-Ion. Die Fig. 6 und 7 (Tabelle 7) zeigen die

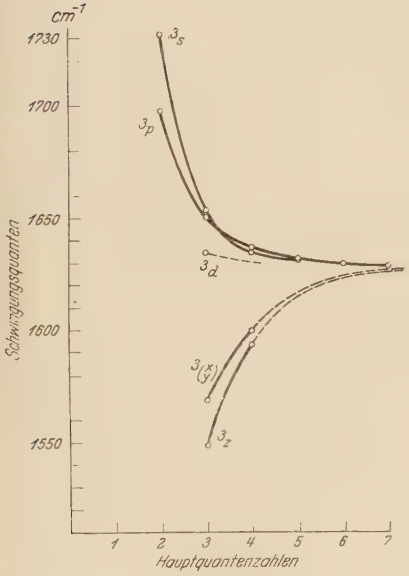

Fig. 6.

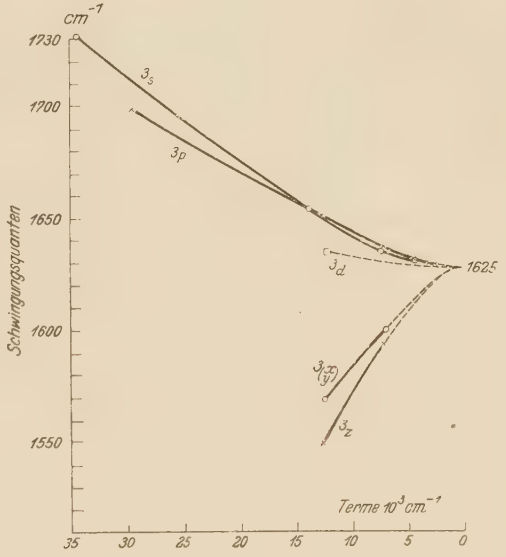

Fig. 7.

ersten Schwingungsquanten der Tripletterme gegen die Hauptquantenzahlen und gegen die Termwerte aufgetragen. Alle Kurven [für s, p, $\binom{x}{y}$ und z] laufen bei hoher Anregung zu einem Grenzwert bei 1628 cm^{-1}* zusammen. Dieser ist das erste Schwingungsquant des He_2^+-Ions im Grundzustand $(1\,s\,\sigma)^2\,p\,\sigma^2\,\Sigma$. Zur Extrapolation ist die Darstellung der Schwingungsquanten gegen die Termwerte vorzuziehen. Hierin ist eine unabhängige Bestätigung für die Richtigkeit der Termordnung von He_2 zu sehen.

Mit Hilfe der durch die Kurven dargestellten Gesetzmäßigkeit ist es möglich, ungefähre Werte der Schwingungsquanten für höhere Terme

* 1625 in den Figuren ist ein Druckfehler.

zu extrapolieren. Dadurch kann das Auffinden von Schwingungsbanden, wo diese noch nicht identifiziert sind, erleichtert werden.

Die nunmehr gewonnene Gesetzmäßigkeit, daß die Molekülkonstanten für alle höheren Terme zusammenlaufen, kann für Moleküle, bei denen eine Deutung der Elektronenterme noch nicht durchgeführt ist, als nützliches Hilfsmittel zur Analyse des Spektrums dienen. So ist es gelungen*, die Elektronenterme des Wasserstoffs, die sonst wenig Handhaben zur Deutung bieten, wesentlich mit Hilfe dieser Gesetzmäßigkeit zu ordnen.

* W. Weizel, ZS. f. Phys. **55**, 483, 1929.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Rostock ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Professor Dr. Füchtbauer für das große fördernde Interesse, das er meiner Arbeit stets entgegenbrachte, meinen herzlichsten Dank auszusprechen. Besonders Herrn Privatdozent Dr. W. Weizel möchte ich auch an dieser Stelle für eingehende Anleitung und wertvolle Ratschläge aufrichtig danken.

Lebenslauf

Als Sohn des Diplomoptikers Richard Pestel wurde ich, Bruno Erich-Adolf Pestel, am 19. Mai 1901 in Dresden geboren. Ich habe das ev.-luth. Glaubensbekenntnis und bin sächsischer Staatsangehöriger. Von Ostern 1908 bis Ostern 1913 besuchte ich die Volksschule und anschließend die Dreikönig-schule (Reform-Realgymnasium) zu Dresden-Neustadt, wo ich im Februar 1922 die Reifeprüfung ablegte. Ab S.-S. 1922 widmete ich mich zunächst an der Universität Jena, ab W.-S. 1925/26 an der Universität Rostock dem Studium der Physik, Mathematik, Chemie und Mineralogie. In den Jahren 1922 und 1923 besuchte ich die Staatliche Optikerschule in Jena und legte daselbst im Februar 1924 die Abschlußprüfung ab.